



TITLE:

強い成層状態での格子乱流の減衰に関する実験的研究(渦度場の幾何学的構造と乱流統計)

AUTHOR(S):

渋谷, 靖久

CITATION:

渋谷, 靖久. 強い成層状態での格子乱流の減衰に関する実験的研究(渦度場の幾何学的構造と乱流統計). 数理解析研究所講究録 1996, 972: 193-202

ISSUE DATE:

1996-11

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/60714>

RIGHT:

強い成層状態での格子乱流の減衰に関する実験的研究

九大・総理工 渋谷靖久 (Yasuhisa Shibuya)

1. まえおき

我々の身の周りの流体はほとんどが通常密度差によって成層している。このため成層の効果を検討した流体の性質についての研究は自然界の流体中の現象を調べるのに役に立つ。例えばこのような興味深い現象に熱フラックスの逆勾配拡散現象というのがあり、実際に野外で観測されている（例えば、WYNGAAD, J.C. 1992）。従って成層状態で起こる現象について、特に成層流中での乱流のふるまいに焦点を絞って、その特性を実験的に調べてゆくことは我々の身の回りの環境における流体の流れを理解するのに役に立つ。

実際には、成層流体に対する水槽実験や風洞実験はたくさんあるが、強い安定成層流体中での報告例はまだ少ない。このため本実験では強い安定成層流体中での格子乱流の格子背後での乱れの特性について測定した結果について報告する。

1. 2 カウンターグラディエント

先にも述べたが、成層状態がかなり強い、安定成層状態においてはカウンターグラディエントと呼ばれる熱の逆勾配拡散現象が起こるという野外観測の結果がある。

通常、ある物理量のフラックスの拡散はその勾配に逆らった方向へ輸送される。熱の拡散についてもそれは同じ事で、鉛直下向きを正、物理量である温度の勾配を負つまり上へゆくほど暖かいという場合（安定成層状態）を考えると、周りより温度の高い流体塊が鉛直方向に輸送する熱フラックスは鉛直下向きである、あるいは、周りより温度の低い流体塊が鉛直方向に輸送する熱フラックスは鉛直上向きである。

しかし、いずれにせよ、鉛直方向の速度変動と温度変動との積（相関）は正になる。

この符号が負になる事をカウンターグラディエントといい、先と同様に考えると、周りより温度の高い（低い）流体塊が鉛直上（下）向きに熱フラックスを輸送しているということになり、ということはすなわち、温度勾配を均す方向ではなくて、よりきつくする方向へ輸送されているという事になる。

この現象について、その機構、構造を調べるのが最終的な目標であるが、その解明にはまだ遠く、現時点までにわかったことを報告する。

2. 実験装置

実験には九州大学応用力学研究所にある温度成層風洞を用いた。この風洞のテストセクションは高さ1.1メートル、幅1.1メートル流れ方向9メートルの吸い込み型で、温度成層部には40段の加熱用ヒーターがあり、各々のヒーターは独立に制御できる。これにより最

大温度差120℃の温度勾配まで、任意の形状の温度プロファイルをつける事が可能である。測定には、鉛直方向速度と流れ方向速度と温度とを同時に計測するため、X型の熱線流速計 DANTEC 55P61 と抵抗温度計 DANTEC 55P05とを組み合わせ使用した。データは1000Hzでローパスフィルターをかけ、その出力をA/Dコンバーターで 2000Hz で5分間取り込んだ。データについては熱線流速計の出力に対して温度補正を行い、さらにヒーターのオンオフからくる温度のうねりを除去した上で平均値と変動値とを算出し、平均値と変動値を分離して、その後必要な処理を行った。

3. 実験条件

風洞の上流に直径 6mmのステンレスパイプでメッシュサイズ 30mmの矩形メッシュのバイブレーション型の格子を設置し、温度勾配 91.7K/m、平均流速が 0.85 (Run 2)、1.10 (Run 1)、1.35 (Run 3) m/s 程度で3回行った。また、測定は各断面の中央の位置で行い、メッシュサイズに基づくレイノルズ数と、成層の強さを表すプラント=バイサラ振動数はそれぞれ約 $Re_m=1400, 1800, 2200$ 、 $N=2.9$ であった。測定は、格子より下流方向にメッシュサイズの10倍の距離=30cm ごとに10~12点行った。

4. 実験結果について

4. 1 実験データの前処理

通常は熱線流速計のデータには温度補正だけを行うが、先に述べたとおり本実験装置ではヒーターの制御からくる温度のうねりを除去する必要がある。このため、数値的にフィルターをかけてこのうねりを取り除く事をした。その結果を図1に示す。

実験で得られた生のデータを平滑化して平均値を求める。この平均値は時間とともに変化し、これがヒーターのうねりを十分良く表すように適当な個数で平滑化を行う。これをその時点での平均値、これからの変位を正しい変動と考える。従ってこれに生データの平均値(一定値)を加えたものが、新しい温度のデータであるとみなし、これによって温度のうねりが除去される。平滑化の個数は試行錯誤の結果 3201個=1.6 (sec) とした。

4. 2 ヒートフラックス

まず、3回の実験について、格子からの距離に対する温度変動と鉛直方向速度変動との相関係数のグラフを図2(a)に示す。図2(b)は横軸をその点での平均流で割って時間の次元に直したものである。これによると、カウンターグラディエントの再現については3回の実験結果のうち出現しない場合があるが、3つとも相関係数、ひいてはヒートフラックスが同様に減衰しながら波打つようなふるまいをみせている。このような振る舞いは METAIS, O. & HERRING, J.R. 1989 による数値実験 (Direct simulation) の結果とも良く似ている。

カウンターグラディエントの起こっている領域が比較的是っきりしているのは $U=1.10$ m/s (Run 1) であることから、以下、代表的にこの1回の実験結果のみについて処理を行った。

4. 3 速度変動及び温度変動の分布

まず、それぞれの分布がそもそもどうなっているのかを知るため、鉛直方向の速度変動の

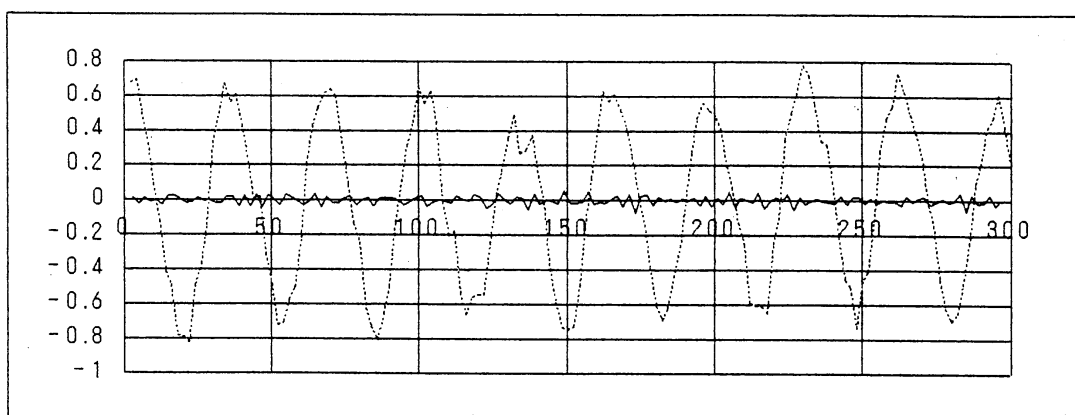
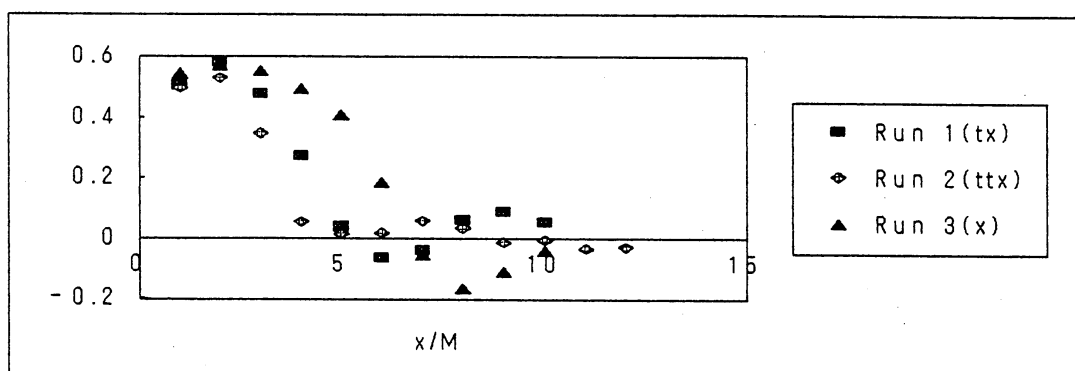
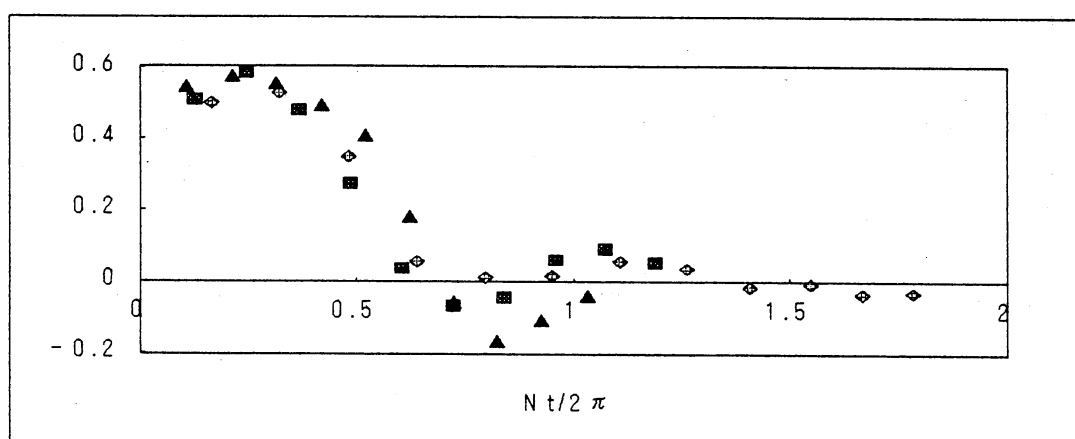


図1. 抵抗温度計の出力データ。点線は生データの変動データ、実線が温度のうねりを取り除いた後の変動のみのデータ。



(a)



(b)

図2. 鉛直方向の速度変動と温度変動との相関係数。横軸は (a) 格子からの無次元距離、(b) 無次元時間。

度数分布と温度変動の度数分布と、念のため流れ方向の速度変動の度数分布の分布状況を調べた。その結果を図3に示す。図の横軸はそれぞれその標準偏差で正規化してあり、縦軸は、出現頻度を総度数で割った、出現確率である。また、図中の $N(0,1)$ は、正規分布から予想される度数の全体に対する比率をあらわす。即ち、確率変数 X が正規分布に従う場合に、 x_1 から x_2 までの間の値をとる確率 $P[x_1 < X < x_2]$ をあらわしている。

これによると、格子より下流のどこの測定点においても流れ方向の速度変動の分布は完全に正規分布であると見なすことができ、鉛直方向速度変動も十分正規分布とみなせるということがわかる。

しかし、温度変動に対しては、どこの測定点においても全くばらばらで、しかもほとんど非対称な分布をしている事がわかった。

さらに、このときの相互の関連の強さの度合を調べるために、横軸に鉛直方向速度変動、縦軸に温度変動をとり、散布図を求めた(図4)。この図では、縦軸も横軸もそれぞれ各々の標準偏差で割って正規化してある。これより、格子直後では確かに散布図が右上がりの傾向を持つ事から、正の、ある程度線形な関係がある事がわかる。しかしその他の測定点ではほとんど無相関のようであり、格子から最下流点では無関連とも思えるような状況を示している。もし両者の分布が正規分布ならば無相関である状態では二つの量は互いに統計的に独立であるといえるが、温度変動の分布がとても正規分布とは言えないことから、無相関のようにみえる状態でも、恐らく強い非線形な関係が両者の間に成り立っていると思われる。そして両者の関係は下流へ行くほど複雑になり、最下流部では何の関連もないように見えるまでになる。

4.4 ヒートフラックスの時系列

一般にはクロススペクトルを調べるが、同じ周期同士の線形な関連度を調べるよりはフラックスの時系列データがどうなっているかを知るために、同時刻のデータの変動成分のみ同士を掛け合わせた瞬間フラックスのようなものを作った。これは、ある一定時間の平均を行っていないので厳密にはフラックスとはいえないが、以降、瞬間フラックスと呼ぶ。もし、この現象が周期性を持つのであれば、この時系列データをフーリエ変換すれば、例えばバースティング現象のように準周期運動であってもどこか適当な周波数にピークを持つであろうと考えた。

これにより、格子より下流のすべての点において、フラックスのスペクトルは同じ傾向を示す事がわかった。即ち、低周波数と高周波数ではほとんどまっすぐで、その間ではなだらかに減衰するようなスペクトルが得られる。図5に代表的な1点としてカウンターグラディエントの起こっている点での様子を示す。(a)は通常のスペクトル、(b)は瞬間フラックスのスペクトルである。横軸は周波数で、コルモゴロフスケールで正規化したり、 2π で割って角波数に直すなどの処理はしていない。このように、ほとんど全く周期性が無く、従って熱フラックスは時間的にランダムに変動しているということになる。時系列データを見ても、確かに周期性のものはないようにみえた。

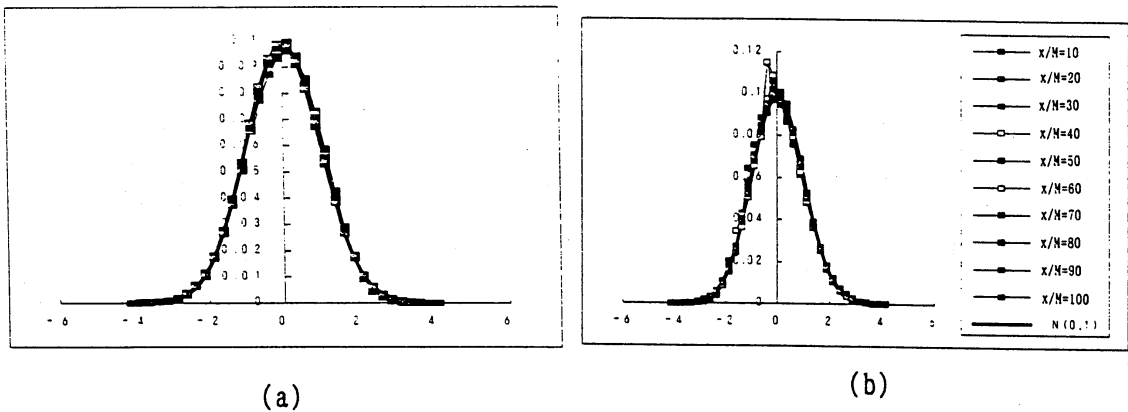
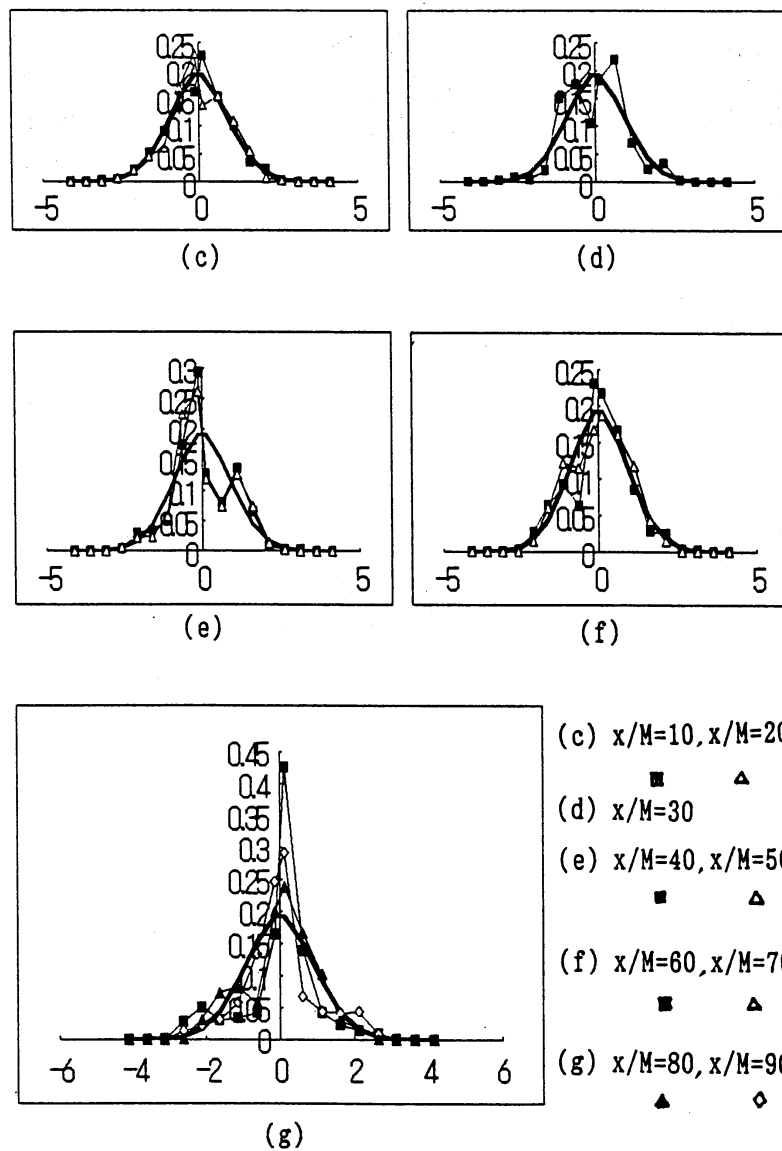


図3. 各測定点での (a) 流れ方向速度変動の確率分布、(b) 鉛直方向速度変動の確率分布、(c) ~ (g) 温度変動の確率分布。図中の黒太線は正規分布から予想される確率を表す。



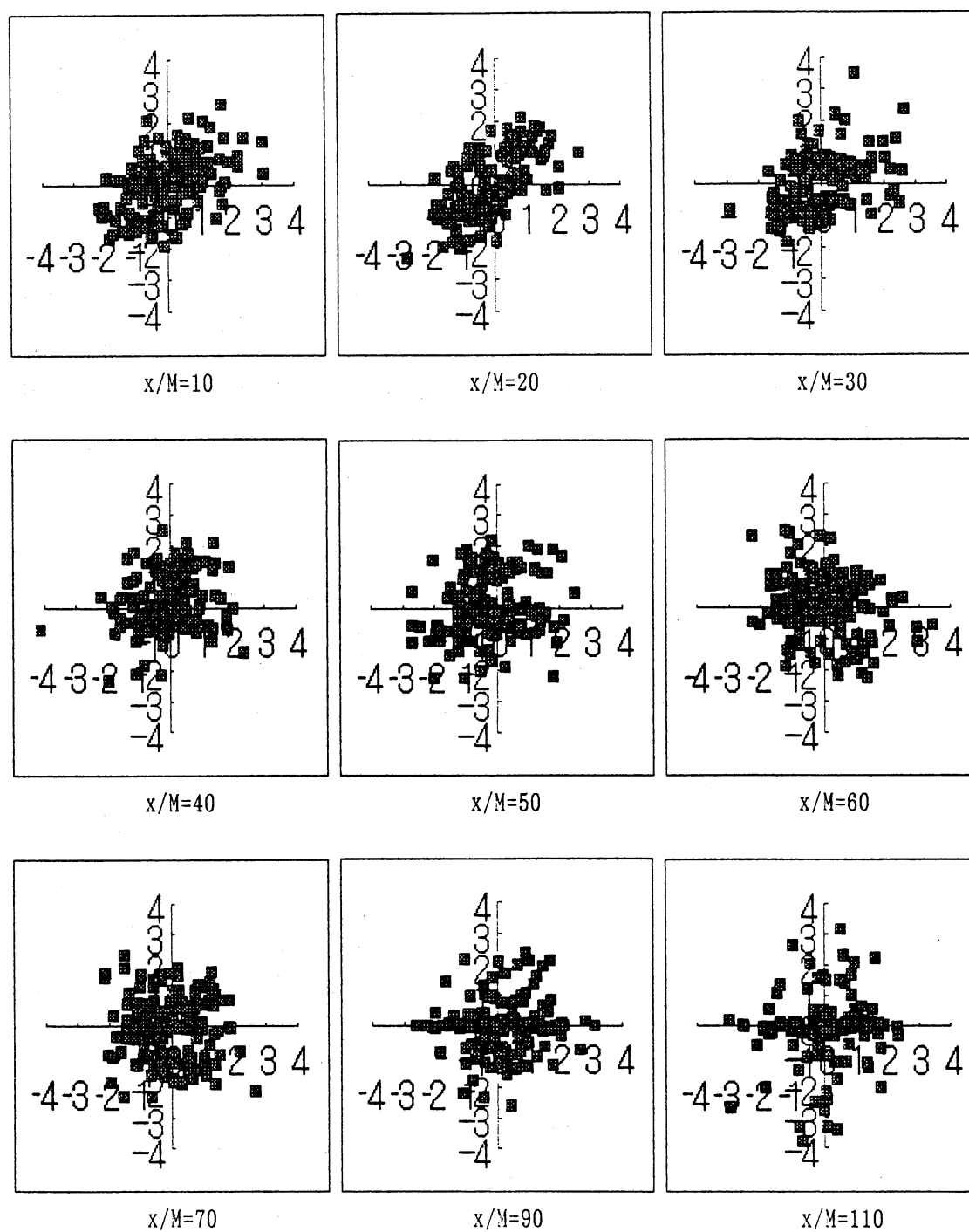
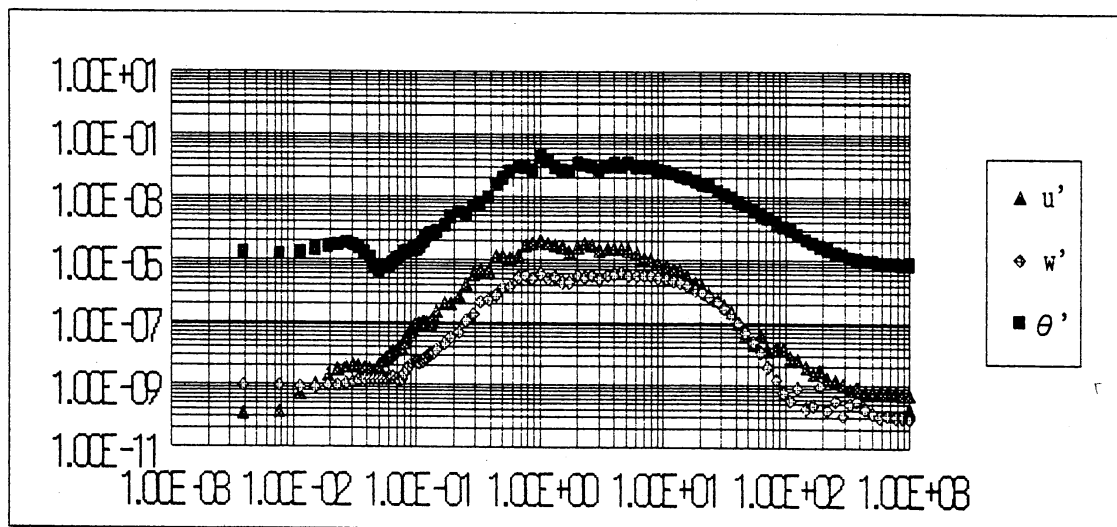
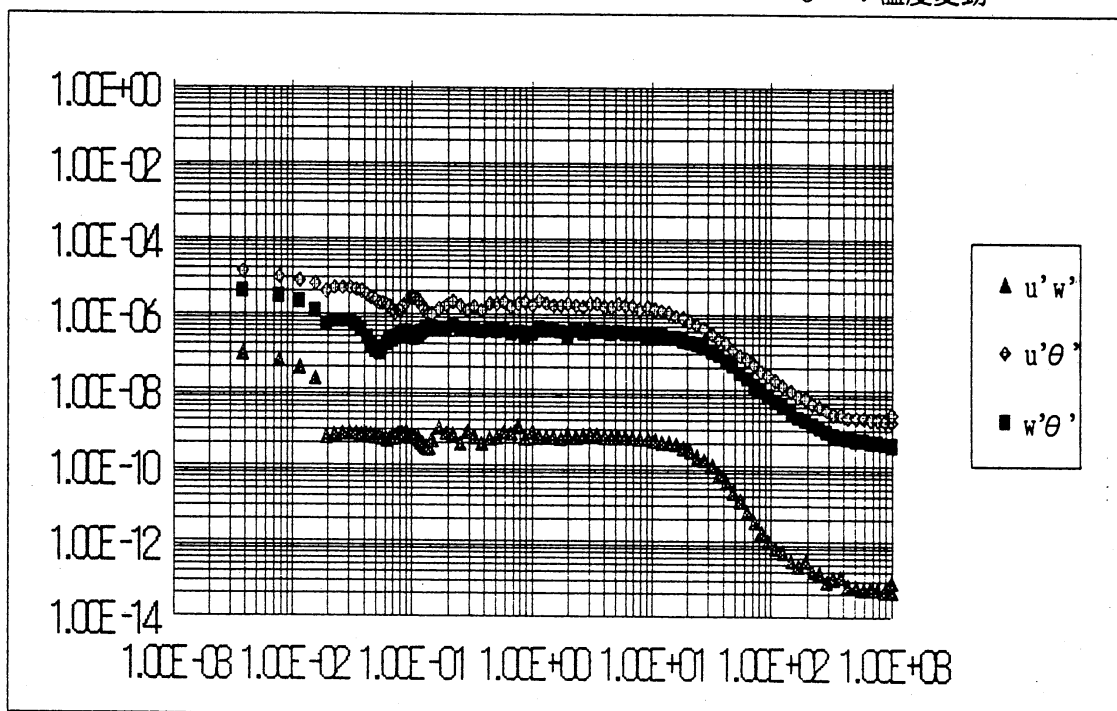


図4. 各測定点での温度変動（縦軸）と鉛直方向速度変動（横軸）との散布図。両軸ともそれぞれの標準偏差で正規化してある。



(a)

 u' : 流れ方向速度変動 w' : 鉛直方向速度変動 θ' : 温度変動

(b)

図5. 代表的な (a) パワースペクトル (b) 瞬間フラックスのスペクトル ($x/M=60$)。

次にフラックスの分布形を調べた。カウンターグラディエントの起こっている場所では相関係数が負になっているので、フラックスの分布形を調べる事によって、相関係数の値が負になる理由が、時系列データに見られる強いスレッシュホールドによる影響なのか、あるいは相関係数が負である状態が出現することが頻繁に現れることによる（最頻値が負であるだけで、分布形は対称）のか、さらに、その両方なのかを調べることができる。

そのため、この時系列データの中に現れる変動のとり値についてのヒストグラムを作った。それを図 6 (a)～(c)に示す。図では、横軸をそれぞれの測定点での標準偏差で正規化してある以外は平均値を差し引くなどの処理は行っていない。すると、格子より下流のどの点においても最頻値は 0 であることがわかる。特にカウンターグラディエントの起こっている場所では 0 を中心にほぼ対称形で、最頻値 0 から離れるにつれ単調に減少している。従って、相関係数が負になる（ -0.06 ）のはこの分布形がわずかながらも左右非対称であることに起因していることになる。つまり、最も起こりやすい状態はあくまで相関がほとんど 0 の状態であり、平均値（＝相関係数）が負になる事は全体的に見て相関が負である状態が相関が正である状態よりも少し起こりやすいことによるということになる。強いスレッシュホールドが起こる事はスロが広くなることを意味するが、その影響でもないといえる。格子直後で強い正の相関があるところでは、かなり強い非対称性が現れている。しかも、やはりカウンターグラディエントの起こっている点での分布形と同様に相関は 0 を中心として直線的（＝対数的）に減少してゆく形であるから、格子直後とカウンターグラディエントが起こっている点との本質的な違いは、相関が正のものと負のものの出現割合が大幅に違うだけであるという事になる。つまり、どの点においても最も代表的に起る状態はあくまで相関が 0 の状態であり、格子から下流へ行くに従って、相関係数の正負の出現割合を変化させるような何らかのメカニズムがある ということになる。

また、格子直後から下流までのどの点においても w' と θ' のこの二つの分布形同士は全く異なるのに、なぜ瞬間ヒートフラックス $w' \theta'$ の分布は非対称から対称へ変化するのか？格子より下流では、温度の分布がとても対称とは言えないような分布形をしているのに相関の分布は最頻値を中心として対称な分布形になるのか？ということも興味深い。一般的に言うならば、フラックスの分布の非対称性は個々の分布形のゆがみからくるのか、相関の強弱からくるのかということである。もし二つの分布が正規分布であれば、相関の分布形が非対称になるのは相関係数の値によるものであると予想できる。実際、速度同士の相関でもある運動量フラックスの分布は、確かに非対称である（図 6 (d)）。これに対して、一般に最頻値に関して非対称な分布の形状が相関の分布にどのような影響を及ぼすのかを考えると、まず、二つが正規分布であれば歪みは相関の有無から来るという事、次に、実際に格子から下流へ行くほどヒートフラックスの分布は対称形になってくる事、さらに、格子から下流へ行くに従って、波打ちながらも相関係数は減衰してゆく事から考えると、フラックスの分布の非対称性は恐らく相関の有無からくるのであろうと考えられる。

なお、格子近くでの瞬間ヒートフラックスの分布形はほぼ $\exp|a(x-b)|$ の形で近似できそ

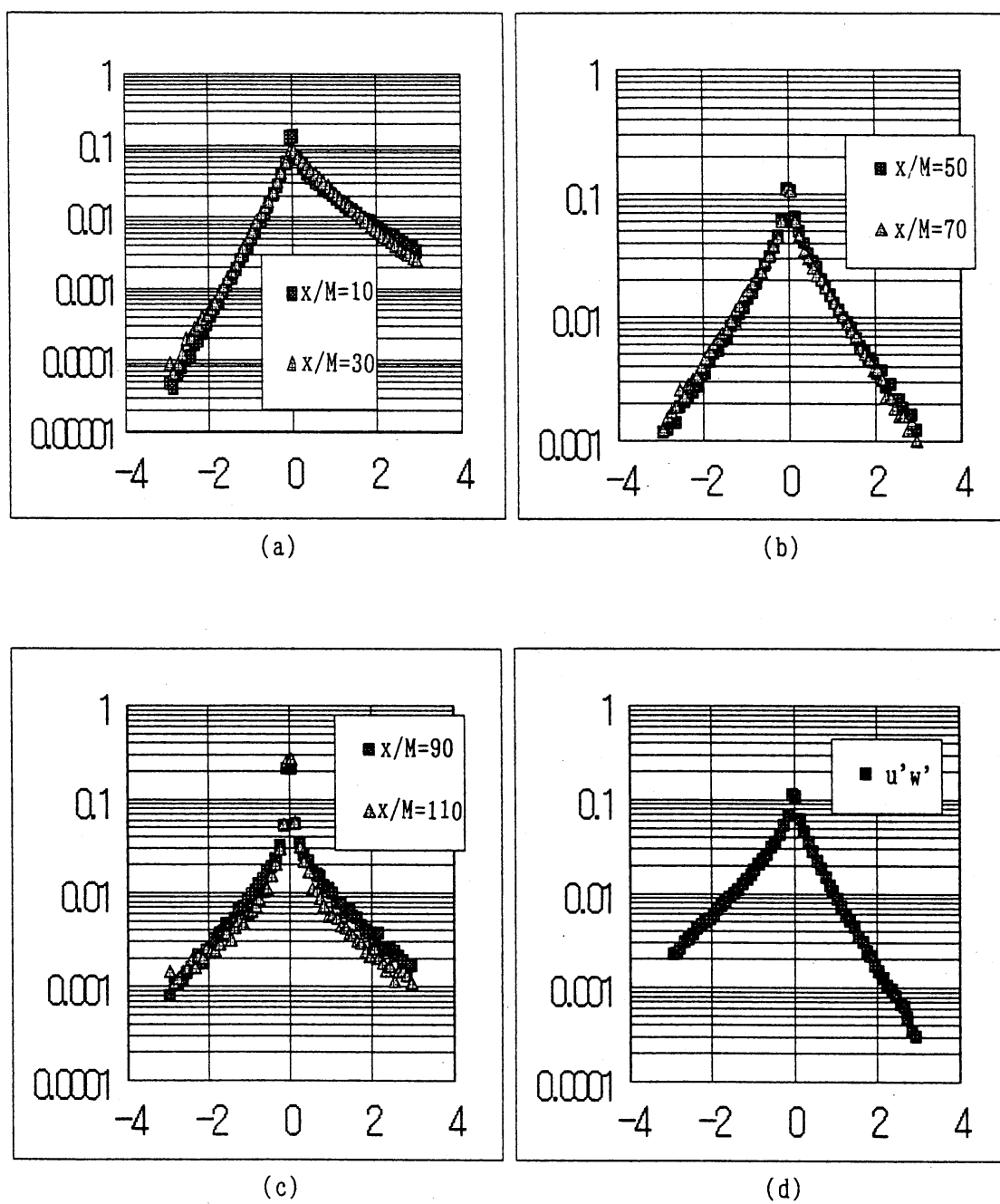


図6. 各測定点での (a) ~ (c) 瞬間ヒートフラックスの確率分布と (d) 瞬間運動量フラックスの確率分布。横軸は標準偏差で正規化してある。

うだが、格子よりずっと下流ではむしろ $1/(a+b|x|)$ のほうが良く近似できる。

5. 結論

強い安定成層流体中での格子乱流の減衰を調べた。その結果、流体塊によって輸送される熱フラックスは時間的にランダムであり、時間的に周期的な構造はないことがわかった。

各成分の分布形は、速度変動2成分はいずれも正規分布と近似してよいが、温度変動の分布は格子背後から下流まで不規則な分布であることがわかった。つまり、ベクトル量の分布は正規分布で、スカラー量は非対称な分布であると言えるので、成層の効果が本質的に現れるのは、ベクトル量ではなくてスカラー量に対してであるということがわかった。

さらに、フラックスの分布が非対称になるのはスカラー量の分布の持つ非対称性からではなくて、むしろ相関の強弱によるものであると考えられる。

<参考文献>

- DICKEY, T.D. & MELLOR, G.L. 1980 Decaying turbulence in neutral and stratified fluids. J. Fluid Mech. 99, 13-32.
- GERZ, T. & SCHUMANN, U. 1994 An explanation of counter-gradient fluxes in homogenous turbulence. Institut für Physik der Atmosphäre Report NO. 18.
- ITSWIRE E.C., HELAND, K.N. & VAN ATTA, C.W. 1986 The evolution of grid-generated turbulence in a stably stratified fluid. J. Fluid Mech. 162, 299-338.
- LIENHARD V, J.H. & VAN ATTA, C.W. 1990 The decay of turbulence in thermally stratified flow. J. Fluid Mech. 210, 57-112.
- METAIS, O. & HERRING, J.R. 1989 Numerical simulations of freely evolving turbulence in stably stratified fluids. J. Fluid Mech. 202, 117-148.
- STILLINGER, D.C., HEAD, M.J., HELAND, K.N. & VAN ATTA, C.W. 1983a A closed-loop gravity-driven water channel for density-stratified shear flows. J. Fluid Mech. 131, 73-89.
- STILLINGER, D.C., HELAND, K.N. & VAN ATTA, C.W. 1983b Experiments on the transition of homogenous turbulence to internal waves in a stratified fluid. J. Fluid Mech. 131, 91-122.
- WYNGAARD, J.C. 1992 Atmospheric turbulence. Annu. Rev. Fluid Mech. 24, 205-233